

〈論 文〉

# 포크너-스칸 경계층유동에서의 다분산 입자부착에 대한 연구

조장호\* · 황정호\*\* · 최만수\*\*\*

(1995년 2월 24일 접수)

## Deposition of Polydisperse Particles in a Falkner-Skan Wedge Flow

Chang-Ho Cho, Jung-Ho Hwang and Man-Soo Choi

**Key Words :** Optical Fiber Preform(광섬유 모재), Particle Deposition(입자부착), Diffusion(확산), Thermophoresis(열영동), Coagulation(응집), Polydisperse Distribution(다분산 분포), Lognormal Distribution(로그-정규분포), Moment Model(모멘트모델), Falkner-Skan Wedge Flow(포크너-스칸 썸기유동)

### Abstract

Deposition of flame-synthesized silica particles onto a target is utilized in optical fiber preform fabrication processes. The particles are convected and deposited onto the target. Falkner-Skan wedge flow was chosen as the particle laden flow. Typically the particles are polydisperse in size and follow a lognormal size distribution. Brownian diffusion, thermophoresis, and coagulation of the particles were considered and effects of these phenomena on particle deposition were studied. A moment model was developed in order to predict the particle number density and the particle size distribution simultaneously. Particle deposition with various wedge configurations was examined for conditions selected for a typical VAD process. When coagulation was considered, mean particle size and its standard deviation increased and particle number density decreased, compared to the case without coagulation. These results proved the fact that coagulation effect expands particle size distribution. The results were discussed with characteristics of thermal and diffusion boundary layers. As the boundary layers grow in thickness, overall temperature and concentration gradients decrease, resulting in decrease of deposition rate and increase of particle residence time in the flow and thus coagulation effect.

### 1. 서 론

기체 유동장내에 존재하는 높은 수밀도의 미세 입자들이 고체 표면에 부착하는 현상은 여러 산업 현

장에서 많이 발견될 수 있으며 VAD(vapor axial deposition), OVD(outside vapor deposition)과 같은 광섬유를 생산하는 공정에서 이러한 현상이 응용되고 있다.<sup>(1)</sup> 광섬유를 인발해 내기전 단계의 재료인 모재(preform)는 투명한 봉형태를 하고 있으며 광섬유 최종 제품의 단면 굴절률 분포와 동일한 단면 굴절률 분포를 가지므로 광섬유 생산에 있어서는 모재 제조가 매우 중요하다. 광섬유 모재의

\*정회원, 연세대학교 대학원 기계공학과

\*\*정회원, 연세대학교 기계공학과

\*\*\*정회원, 서울대학교 기계공학과

제조시 요구되는 높은 순도를 만족시키기 위하여 채택된 방식이 바로 VAD, OVD 등과 같은 입자 부착방식이다. 입자의 고체 표면부착과 관련한 여러 입자거동현상중 광섬유 모재 생산공정에서 가장 지배적인 현상은 열영동이다. 이 현상은  $1\mu\text{m}$  이하의 미세입자가 온도구배가 존재하는 기체 내에 위치할 때 고온영역에서 저온 영역으로 힘을 받아 이동하는 것을 말한다.<sup>(2)</sup> 광섬유 모재를 형성하는  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{GeO}_2$  등의 성분을 가진 입자는  $\text{SiCl}_4$ ,  $\text{GeCl}_4$  등의 원료 물질이 고온의 화염을 통과하면서 산화와 가수분해반응을 거쳐 만들어진다. 그 후 화염에 의해 발생한 고온의 유동장은 부착 목표물주위에 큰 온도구배를 가지는 열경계층을 형성하고 이 열경계층 내부에 들어온 입자는 열영동력을 받게 되어 목표물로의 부착이 이루어진다.

광섬유 모재 생산공정과 관련하여 입자의 열영동에 대한 많은 연구가 수행되어 왔다.<sup>(3~9)</sup> 이러한 연구들은 대상 입자들의 크기가 균일하다는 단분산(monodisperse) 가정에 기초하였으나 실제 입자들은 모두 특정 공간하에서 그 크기가 어떤 분포의 범위안에 존재하는 다분산(polydisperse)상태로 존재한다. 특히 입자간의 충돌에 의하여 더 큰 입자를 형성하는 응집효과를 고려할 경우는 입자는 반드시 다분산상태로 간주되어야 할 것이다. 광섬유 모재 생산공정을 해석할 경우 입자의 수밀도가 매우 높으므로 입자간의 충돌기회가 많아지고 입자크기가 변하므로<sup>(10)</sup> 응집효과의 고려가 필수적이라 할 수 있다. Lee와 Chen<sup>(11)</sup>은 입자크기분포를 로그-정규분포로 가정하고 Kn수의 변화에 따라 조건을 달리하여 입자의 응집효과에 따른 입자 수밀도 변화를 해석하였다. Bai와 Biswas<sup>(12)</sup>는 OVD공정의 모델링에 응용할 수 있는 실린더 외부유동에 대하여 입자의 확산, 열영동, 입자응집에 관한 효과를 고려하여 해석하였다. VAD 공정의 경우 처음에는 원판형 유인봉에 입자부착이 이루어지다가 일정시간이 지나면 축방향의 성장이 일어나 원봉형상의 부착목표물로 입자부착이 계속된다.<sup>(1)</sup> 이 원봉형상의 부착목표물은 축방향으로 회전을 하고 입자를 포함한 유동장이 부착목표물과 일정 각도를 이루고 있는 등 기하학적 형상이 3차원으로 복잡하여, 여기에 응용할 수 있는 입자거동에 관련한 해석이 그동안 활발하지 못했다. VAD에 대한 기초 연구로써 Hwang과 Daily<sup>(13,14)</sup>는 주위 유동을 축대칭 정체점 유동으로 가정하여 원판에 대한 입자부

착 연구를 수행한 바 있으며 Tsai와 Greif<sup>(15)</sup>는 원판을 부착목표물로 하는 입자의 열영동에 관한 해석을 실시하여 Hwang과 Daily<sup>(14)</sup>의 실험결과와 비교하였다. 축방향으로 어느 정도 성장한 원봉형태 부착목표물의 끝부분은 단순화시키면 원판으로 간주될 수 있으므로 원판에 관한 입자부착 해석은 VAD 공정에서의 입자부착에 대한 기초적인 모델이라 할 수 있다. 그러나 이러한 기존의 원판에 대한 입자부착 연구 역시 입자크기가 균일한 단분산 가정하에 행해졌으며 회전의 영향은 고려되지 않았다. 또한 VAD 공정에서 입자를 포함한 유동장으로 원판의 주위유동을 택할 경우 부착목표물의 축방향의 입자부착과 관련한 정보는 알 수 없다는 단점이 있다.

이와 같이 VAD 공정에서의 입자부착을 해석하기 위해서는 부착봉과 유동장이 이루는 각도와 부착봉의 회전의 영향이 고려된 상태에서 봉의 측면과 아래면에서 일어나는 입자거동을 규명해야 할 것이다. 이를 위한 기초연구로서 본 연구는 각도와 회전의 영향을 고려하지 않고 부착목표물이 평면 쉘기형상인 경우에 입자부착이 부착목표물의 형상을 따라가면서 어떻게 변화하는가를 해석하였다. 본 연구를 위하여 유동장은 포크너-스캔 쉘기유동으로 하였고 입자는 다분산상태로 그 크기분포는 로그-정규분포를 이룬다고 하여 입자분포상태의 변화도 알아보았다. 입자부착과 관련한 현상중 확산, 열영동, 응집을 고려하여 각 현상이 미치는 영향을 검토하였다. 해석에는 모멘트 모델을 도입하였는데 이는 입자부착과 함께 입자크기분포의 변화를 동시에 알아보기 위한 것이다. 이와 같은 연구는 향후 수행될 원봉형 부착목표물에 대한 3차원 입자부착 해석에 대한 기초가 될 것이다.

## 2. 이 론

이 단원에서는 해석에 사용할 입자거동 관련 지배방정식을 유도하였다. 이 방정식은 널리 알려진 대류-확산방정식에 응집과 열영동효과를 추가하고 모멘트 모델을 도입하여 설정되었다. 여기에 유동장을 포크너-스캔 쉘기유동으로 적용하여 최종적으로 정리하였다.

### 2.1 입자보존 방정식

정상상태 입자보존 방정식에 응집에 의한 효과를

감안할 경우 다음의 식을 얻는다. <sup>(12,16)</sup>

$$\begin{aligned} & \nabla^* \cdot (n^*(v^*) \overline{U}_\beta^*) \\ &= \frac{1}{2} \int_0^{v^*} \beta^*(v^*, v^* - v'^*) n^*(v'^*) n^*(v^* - v'^*) \\ & \quad dv'^* - n^*(v^*) \int_0^\infty \beta^*(v^*, v'^*) n^*(v'^*) dv'^* \quad (1) \end{aligned}$$

여기서, 위첨자 \*는 차원변수임을 의미하며  $v^*$ 는 입자 하나의 부피[cm<sup>3</sup>],  $v'^*$ 는 충돌 대상입자의 부피[cm<sup>3</sup>],  $n^*(v^*)$ 는 입자크기 분포함수[particles/cm<sup>6</sup>],  $\overline{U}_\beta^*$ 는 입자속도벡터[cm/sec]이다. 식(1)의 우변은 입자의 응집에 따른 효과를 나타내고 있는데 첫 항은 입자의 충돌로 인한 크기  $v^*$ 인 입자의 생성과 관련한 항이고 두번째 항은 입자의 충돌로 인한 크기  $v^*$ 인 입자의 소멸과 관련한 항이다. 입자 충돌빈도함수  $\beta^*$ [cm<sup>3</sup>/particles · sec]는 주위 기체조건과 입자의 크기에 따라 다르게 나타난다. 입자에 미치는 확산, 열영동의 효과를 고려했을 때의  $\overline{U}_\beta^*$ 는 다음의 식으로 표시된다.

$$\overline{U}_\beta^* = \overline{U}^* - D \nabla^* \ln n^* - K_{T\nu} \left( \frac{\nabla^* T}{T} \right) \quad (2)$$

여기서,  $\overline{U}^*$ 는 유동속도벡터,  $D$ 는 확산계수,  $K_T$ 는 열영동계수,  $\nu$ 는 동점성계수,  $T$ 는 유동의 온도를 나타내고 있다. 식(2)의 우변 첫번째 항은 유동의 효과, 두번째 항은 입자에 미치는 확산효과를, 세번째 항은 열영동효과를 나타내고 있다. 본 연구에서는 중력과 전기력 같은 다른 외력의 영향은 미치지 않는다고 가정하였고 입자크기가 직경 0.1 μm 내외로 매우 작을 경우를 주 대상으로 삼으므로 입자에 미치는 관성력의 영향을 나타내는 Stokes 수가 10<sup>-4</sup>~10<sup>-5</sup> 정도로 작아서 관성력의 영향은 무시하였다. <sup>(17)</sup> 식(1)을 해석하기 위해서는 입자크기분포함수  $n^*$ 를 알고 있어야 한다. 일반적으로 특정 공간상에 존재하는 입자의 크기분포를 표현하는데 많이 쓰이고 또한 실험에 따른 측정결과와도 잘 일치하는 입자크기 분포함수는 로그-정규분포이며 <sup>(11)</sup> 다음과 같이 표시된다.

$$n^*(v^*) = \frac{N}{3\sqrt{2\pi} v^* \ln \sigma} \exp\left[-\frac{\ln^2(v^*/v_g)}{18 \ln^2 \sigma}\right] \quad (3)$$

식(3)에서  $N$ 은 입자수밀도[particles/cm<sup>3</sup>],  $v_g$ 는 기하평균 입자부피[cm<sup>3</sup>],  $\sigma$ 는 입자크기분포에 관한 기하표준편차를 나타낸다.

## 2.2 모멘트 모델의 도입

입자부착과 크기분포 변화에 관한 해석을 동시에

수행하기 위하여 모멘트 모델을 도입한다. <sup>(17)</sup> 입자 부피에 관한 크기분포함수의  $k$ 번째 모멘트는 다음과 같이 정의된다.

$$M_k^* = \int_0^\infty n^*(v^*) v^{*k} dv^* \quad (4)$$

$M_0^*(=N)$ 는 입자수밀도,  $M_1^*$ 는 입자부피밀도라는 물리적 의미를 갖는다.  $n^*$ 이 식(3)와 같은 로그-정규분포함수일 경우, 식(4)는 다음과 같이 표현할 수 있다. <sup>(11)</sup>

$$M_k^* = M_0^* v_g^k \exp\left[\frac{9}{2} k^2 \ln^2 \sigma\right] \quad (5)$$

식(5)에 의해 세가지 모멘트  $M_0^*$ ,  $M_1^*$ ,  $M_2^*$ 로 다음의 식이 성립한다.

$$\begin{aligned} v_g &= M_1^{*2} / (M_0^{*3} M_2^*)^{1/2} \\ \ln^2 \sigma &= \ln(M_0^* M_2^* / M_1^{*2}) / 9 \quad (6) \end{aligned}$$

그러므로  $M_0^*$ ,  $M_1^*$ ,  $M_2^*$ 의 값을 알고 있다면 입자크기분포의 변화를 알려주는 인자인  $\sigma$ 와  $v_g$ 를 식(6)을 통하여 계산할 수 있다.

입자보존 방정식 (1)의 우변은 응집과 관련된 항인데 이를 모멘트 모델과 관련하여 정리하려면 먼저 충돌빈도함수  $\beta^*$ 를 정의해야 한다.  $\beta^*$ 는  $Kn$ 에 따라 주위기체의 평균자유경로  $\lambda$ 보다 입자반경  $r$ 이 아주 작은 자유분자영역( $Kn > \sim 10$ )과 입자 반경이 비교적 큰 연속체영역( $Kn < \sim 1$ )의 두 경우로 나뉘어 적용된다. <sup>(11)</sup>

먼저 자유분자조건에서  $\beta^*$ 는

$$\begin{aligned} \beta_{FM}^* &\cong b_0 \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/6} \left(\frac{6k_B T}{\rho_p}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{v^{*1/2}} + \frac{1}{v'^{*1/2}}\right) \\ & (v^{*1/3} + v'^{*1/3})^2 \quad (7) \end{aligned}$$

이고  $\rho_p$ 는 입자의 밀도이며  $b_0$ 는 보정계수로서  $b_0 = 0.633 + 0.092\sigma^2 - 0.022\sigma^3$ 이다. <sup>(18)</sup> 연속체조건에서  $\beta^*$ 는

$$\beta_C^* = \frac{2k_B T}{3\mu} \left( \frac{B(v^*)}{v^{*1/3}} + \frac{B(v'^*)}{v'^{*1/3}} \right) (v^{*1/3} + v'^{*1/3}) \quad (8)$$

이며, 여기서  $B(v)$ 는  $B(v) = 1 + 1.257\lambda/r$ 로 나타나고 <sup>(19)</sup>  $r = (3v/4\pi)^{1/3}$  이므로  $B$ 가  $v$ 의 함수가 됨을 알 수 있다. 식(7)과 (8)의  $\beta^*$ 를 사용하여 정리하면 식(1)의 우변은 두 조건에 대하여 다음과 같이 요약된다. 먼저 자유분자조건에서 식(1)의 우변은  $k=0, 1, 2$ 에 대하여 각각  $-\xi_{FM} M_0^{*2}$ ,  $0$ ,

$2\zeta_{FM}M_1^{*2}$ 이 되고 이 때

$$\begin{aligned} \xi_{FM} &= b_0 \left( \frac{6k_B T r_g}{\rho_p} \right)^{1/2} \left\{ \exp\left(\frac{25}{8} \ln^2 \sigma\right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \exp\left(\frac{5}{8} \ln^2 \sigma\right) + \exp\left(\frac{1}{8} \ln^2 \sigma\right) \right\} \\ \zeta_{FM} &= b_2 \left( \frac{6k_B T r_g}{\rho_p} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{3}{2} \ln^2 \sigma\right) \left\{ \exp\left(\frac{25}{8} \ln^2 \sigma\right) \right. \\ &\quad \left. + 2 \exp\left(\frac{5}{8} \ln^2 \sigma\right) + \exp\left(\frac{1}{8} \ln^2 \sigma\right) \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

가 되며,  $b_2$  역시 보정계수로  $b_2 = 0.39 + 0.56\sigma - 0.214\sigma^2 + 0.029\sigma^3$ 이다.<sup>(18)</sup> 마찬가지로 연속체조건에서 식(1)의 우변은  $k=0, 1, 2$ 에 대하여  $-\xi_c M_0^{*2}, 0, 2\zeta_c M_1^{*2}$ 이 되고, 이 때

$$\begin{aligned} \xi_c &= \left( \frac{2k_B T}{3\mu} \right) [1 + \exp(\ln^2 \sigma)] \\ &\quad + 1.257 K n_g \exp\left(\frac{1}{2} \ln^2 \sigma\right) [1 + \exp(2 \ln^2 \sigma)] \\ \zeta_c &= \left( \frac{2k_B T}{3\mu} \right) [1 + \exp(\ln^2 \sigma)] \\ &\quad + 1.257 K n_g \exp(-\frac{1}{2} \ln^2 \sigma) [1 + \exp(-2 \ln^2 \sigma)] \quad (10) \end{aligned}$$

가 되고, 여기서  $K n_g$ 는  $\lambda/r_g$ 이다. 그러나 본 연구의 관심영역은  $K n_g$ 가 1~10의 범위로 입자크기가 연속체조건과 자유분자조건의 중간에 걸쳐 있으므로 두 영역에서 구한 값의 조화 평균값을 해석에 사용하기로 한다.<sup>(18)</sup> 따라서 최종적인 응집계수  $\xi, \zeta$ 의 값은 다음과 같다.

$$\xi = \frac{\xi_c \xi_{FM}}{\xi_c + \xi_{FM}}, \quad \zeta = \frac{\zeta_c \zeta_{FM}}{\zeta_c + \zeta_{FM}} \quad (11)$$

식(1)의 좌변을 식(5), (6)을 통하여 모멘트 모델을 적용시켜 정리하고, 우변의 정리결과와 종합하면 입자보존 방정식은 최종적으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\nabla \cdot \left\{ M_k \left( \bar{U} - \frac{2}{Sc_k Re} \nabla \ln M_k - \frac{2K_T}{Re} \frac{\nabla \theta}{\theta + \theta_w} \right) \right\} = C_k \quad (12)$$

이때  $C_0 = -\frac{RM_{0\infty}}{U_\infty} \xi M_0^{*2}, C_1 = 0, C_2 = \frac{2RM_{0\infty}}{U_\infty} \zeta M_1^{*2} \exp[-9 \ln^2 \sigma_\infty]$ 가 된다. 식(12)의 보다 자세한 유도 과정은 Bai와 Biswas,<sup>(12)</sup> 조장호<sup>(20)</sup>에 잘 나타나 있다. 식(12)에 나타난 Re수는  $2RU_\infty/\nu$ 이고,  $\theta$ 는  $(T - T_w)/(T_\infty - T_w)$ 로 무차원화된 온도분포,  $\theta_w$ 는  $T_w/(T_\infty - T_w)$ 인 무차원 상수이다. 여기서  $R$ 은

대표길이,  $T_\infty$ 는 자유유동의 온도,  $T_w$ 는 고체 표면의 온도,  $\sigma_\infty$ 는 자유유동에서의 표준편차값이다.  $Sc_k$ 는 Schmidt수에 상응하는 계수로 입자 크기에 관한 함수이며 다음의 식(13)으로 표현된다.

$$Sc_k^{-1} = G_1 \nu_g^{-1/3} \exp[A_k \ln^2 \sigma] + G_2 \nu_g^{-2/3} \exp[B_k \ln^2 \sigma] \quad (13)$$

윗식에서  $A_0 = 0.5, B_0 = 2, A_1 = -2.5, B_1 = -4, A_2 = -5.5, B_2 = -10$ 이고 상수  $G_1, G_2$ 는  $G_1 = \frac{k_B T \rho}{6\pi\mu^2} C r_{g\infty}^{-1}, G_2 = \frac{k_B T \rho}{12\pi\mu^2} 3.314 \lambda r_{g\infty}^{-2}$ 이다(여기서  $\rho$ 는 주위기체의 밀도). 식(13)에 의하면  $Sc_k$ 는  $\nu_g$ 의 함수이지만 본 연구에서는 실제 응집이 일어났을 때  $\nu_g$ 값이 그리 크게 변화하지 않으므로 공간상에서 일정한 값을 갖는다고 가정하였다(뒤의 계산 결과 참조). 그러나 응집 외에 핵형성, 응축 등과 같은 현상을 고려하거나 입자크기의 변화가 큰 경우는  $Sc_k$ 를 공간상에서 일정하다고 할 수 없다.<sup>(19)</sup>

### 2.3 Falkner-Skan 췌기유동장에서의 입자거동

본 연구에서는 입자가 포함된 유동장으로 포크너-스캔 췌기유동을 적용한 해석을 수행했다. 정상유동, 비압축성유동, 층류유동, 그리고 각종 물성치가 일정하다는 가정아래 이미 잘 알려진 속도분포  $\bar{U}$ 와 온도분포  $\theta$ 를 이용하여 식(12)에서 적절한 경계조건으로  $M_0, M_1, M_2$ 를 얻고 이를 바탕으로 식(6)에서 입자분포를 나타내는 인자인  $\sigma$ 와  $\nu_g$ 를 얻게 된다. Fig. 1는 포크너-스캔 췌기유동을 나타내고 있는데 췌기 사잇각의 크기를 나타내는 인자인  $\alpha$ 의 변화에 따라 유동은 다음과 같이 분류된다;  $\alpha=0$ (예리한 선단의 평판 Blasius 유동),  $0 < \alpha < 1$ (사잇각이  $\alpha\pi$ 인 췌기를 지나는 유동),  $\alpha =$

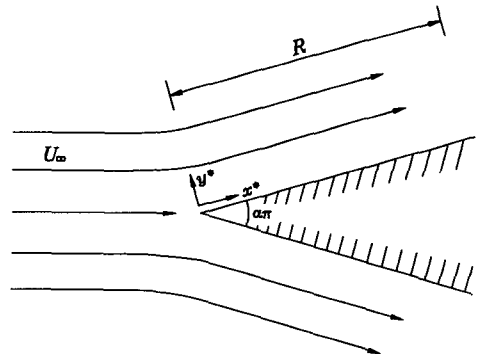


Fig. 1 Schematic diagram of Falkner-Skan flow

1(평면 정체점 유동).  $0 \leq \alpha < 1$  이외의 범위는 관심의 대상에서 벗어나므로 해석하지 않았다. 상사변수  $\eta$ 에 대해 변환된 속도와 온도분포 경계 층방정식은 다음과 같이 나타낸다. <sup>(21)</sup>

$$f''' + ff'' + \alpha(1-f)^2 = 0 \quad (14)$$

$$\theta'' + Prf\theta' = 0 \quad (15)$$

이때의 경계조건은  $f(0)=0, f'(0)=0, f'(\infty)=1, \theta(0)=0, \theta'(\infty)=1$  이며 무차원 유동함수  $f, \theta$  상사변수  $\eta$ 는 다음과 같이 나타낸다.

$$f = \frac{\psi}{[V^* x^* \nu^{(2-\alpha)}]^{1/2}} \quad (16)$$

$$\eta = y^* \left( \frac{1}{2-\alpha} \frac{V^*}{\nu x^*} \right)^{1/2} \quad (17)$$

여기서,  $\psi$ 는 유동함수를 나타내며  $V^*$ 는 비점성 유동이론에 의한 경계층 외부유동의 속도분포를 나타내는 값으로

$$V^* = Ax^{*a/(2-\alpha)} \quad (18)$$

이다.  $A$ 는 속도강도를 나타내는 상수로서  $A = U_\infty/R^{a/(2-\alpha)}$ 이다.

본 연구에서 속도분포를 나타내는 식(14)는 Runge-Kutta 방법으로 수치적으로 해석하였으며, 온도분포를 나타내는 식(15)는 다음과 같은 해석해를 사용하였다.

$$\theta = \frac{\int_0^\eta \exp[-Pr \int_0^\eta f d\eta] d\eta}{\int_0^\infty \exp[-Pr \int_0^\eta f d\eta] d\eta} \quad (19)$$

2.2 절에서 얻은 식(12)의 속도분포, 온도분포와 관련한 부분에 본 절의 포커너-스캔 썩기유동을 적용하여 정리하면 다음의 입자경계층 방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{1}{Sc_k} M_k'' + \left[ f + \frac{K_T}{\theta + \theta_w} \theta' \right] M_k' + \frac{K_T}{\theta + \theta_w} \left[ -\frac{1}{(\theta + \theta_w)} \theta'^2 + \theta'' \right] M_k + \frac{(2-\alpha)}{A} U_\infty x^{\frac{\alpha}{2-2}} R^{\frac{2\alpha-2}{2-2}} C_k = 0 \quad (20)$$

경계조건으로는  $\eta=0$ 에서의 완전부착조건과  $\eta=\infty$ 에서의 자유유동조건을 사용하며 이는 다음과 같다.  $M_k(0)=0, M_k(\infty)=1$ . 여기서,  $x$ 는  $x^*/R$ 로 썩기표면방향 길이이다. 식(20)을  $k=0, 1, 2$ 에 관해 해석하면  $M_0$ 의 변화율을 알 수 있고 이와 동시에 얻는  $M_1, M_2$ 를 식(6)에 적용하여  $v_g$ 와  $\sigma$ 를 알

아냄으로서 입자 크기분포의 변화에 대해서도 알 수 있다.

### 2.4 입자부착률

입자부착률  $J_d$ [particles/cm<sup>2</sup>·sec]는 단위시간당 단위면적에 대한 부착입자의 개수를 나타내는 값으로 경계층내 입자의 거동을 나타내는 지표의 하나이며 다음과 같이 정의된다.

$$J_d = -D \left( \frac{dM_0^*}{dy^*} \right)_{wall} = -\frac{M_{0\infty}^*}{Sc_0} \left( \frac{\alpha \nu}{2-\alpha} \right)^{1/2} (Rx)^{\frac{\alpha-1}{2-\alpha}} \left( \frac{dM_0}{d\eta} \right)_{wall} \quad (21)$$

## 3. 결과 및 토의

앞절에서 유도된 결과를 바탕으로 계산을 수행하였다. 계산에 사용되는 식(20)은 2계 비선형 상미분방정식으로 이를 풀기 위하여 본 연구에서는 IMSL Subroutine중 2계 상미분방정식의 계산에 사용되는 DVCPR을 사용하였다. 수치계산은 상사변수  $\eta$ 가  $\eta_1 < \eta < \eta_\infty$ 인 범위에서 이루어진다.  $\eta_1$ 는 썩기표면에 입자가 달라붙었을 때, 즉  $y = r_{g\infty}/R$  일때의 값을 사용한다. 입자가 점입자(point particle)인 경우  $y$ 값은 0이 되나 이럴 경우 썩기표면에서 특이점이 발생하여 계산이 불가능해지기 때문이다.  $\eta_\infty$ 는 입자거동과 관련한 현상의 변화를 고려하여 충분한 범위로 설정하여야 한다. <sup>(22)</sup>

먼저 썩기 사잇각  $\alpha$ 가 1인 평면 정체점 유동에서 입자거동에 영향을 미치는 여러 효과중 확산만 존재하는 경우의 계산결과를 기존의 해석해에 의한 결과와 비교하여 설정한 지배방정식을 검증하였다. <sup>(20)</sup> 다음으로 VAD 공정에서 사용되는 여러 인자들을 적용하고 확산, 응집, 열영동효과를 모두 고려한 경우 계산을 수행하여 각 효과가 미치는 영향을 살펴 보았다. 계산에 사용한 조건은 다음과 같다. <sup>(14)</sup>

$$T_w = 1300[K]$$

$$\mu = 6.07 \times 10^{-4} [g/cm \cdot s]$$

$$\rho = 1.97 \times 10^{-4} [g/cm^3]$$

$$U_\infty = 300 [cm/s]$$

$$R = 4.5 [cm]$$

$$\sigma_\infty = 1.0$$

$$r_{g\infty} = 0.1 [\mu m]$$

$$T_\infty = 2300 [K]$$

$$\rho_p = 2.2[\text{g/cm}^3]$$

$$M_{\infty}^* = 2.7 \times 10^9 [\text{particles/cm}^3]$$

$$K_T = 0.55$$

$$y_{\infty} = 0.5$$

열영동계수  $K_T$ 는 온도 및 입자크기에 관한 함수이나  $1 \mu\text{m}$  이하의 입자에 관해서는 그 값이 거의 일정하므로 상수로 취급했다.<sup>(6)</sup> 확산, 열영동, 응집

효과를 모두 고려할 경우는  $y_{\infty}$ 값의 선정에 특히 유의해야 한다. 이 경우의  $y_{\infty}$ 값은 그 지점의 입자 분포상태를 미리 알고 있어서 그곳에서부터 응집효과를 고려할 수 있는 거리로 선정해야 한다. 본 연구에서는  $y_{\infty}$ 을 0.5로 했는데 이 값은 열영동효과의 유무에 따른 응집효과의 차이를 살피기 위하여 열경계층두께보다 더 큰 값으로 설정된 값이다.

**Table 1** Particle number deposition rates considering diffusion, thermophoresis, and coagulation with  $\alpha = 0$  [particles/cm<sup>2</sup> · sec]

x	Diffusion	Diffusion coagulation	Diffusion thermophoresis	Diffusion thermophoresis coagulation
1/R	$9.92 \times 10^6$	$6.61 \times 10^5$	$7.04 \times 10^9$	$4.91 \times 10^9$
2/R	$7.01 \times 10^6$	$1.81 \times 10^5$	$4.98 \times 10^9$	$2.71 \times 10^9$
4/R	$4.96 \times 10^6$	$4.83 \times 10^4$	$3.52 \times 10^9$	$1.38 \times 10^9$

**Table 2** Particle number deposition rates considering diffusion, thermophoresis, and coagulation with  $\alpha = 1/3$

x	Diffusion	Diffusion coagulation	Diffusion thermophoresis	Diffusion thermophoresis coagulation
1/R	$1.12 \times 10^7$	$9.81 \times 10^5$	$7.40 \times 10^9$	$5.23 \times 10^9$
2/R	$8.47 \times 10^6$	$3.66 \times 10^5$	$5.61 \times 10^9$	$3.32 \times 10^9$
4/R	$6.42 \times 10^6$	$1.28 \times 10^5$	$4.25 \times 10^9$	$1.99 \times 10^9$

**Table 3** Particle number deposition rates considering diffusion, thermophoresis, and coagulation with  $\alpha = 2/3$

x	Diffusion	Diffusion coagulation	Diffusion thermophoresis	Diffusion thermophoresis coagulation
1/R	$1.09 \times 10^7$	$8.88 \times 10^5$	$6.95 \times 10^9$	$4.72 \times 10^9$
2/R	$9.14 \times 10^6$	$4.73 \times 10^5$	$5.85 \times 10^9$	$3.55 \times 10^9$
4/R	$7.69 \times 10^6$	$2.56 \times 10^5$	$4.92 \times 10^9$	$2.61 \times 10^9$

**Table 4** Particle number deposition rates considering diffusion, thermophoresis, and coagulation with  $\alpha = 1$

x	Diffusion	Diffusion coagulation	Diffusion thermophoresis	Diffusion thermophoresis coagulation
1/R	$9.12 \times 10^6$	$4.68 \times 10^5$	$5.70 \times 10^9$	$3.40 \times 10^9$
2/R	$9.12 \times 10^6$	$4.68 \times 10^5$	$5.70 \times 10^9$	$3.40 \times 10^9$
4/R	$9.12 \times 10^6$	$4.68 \times 10^5$	$5.70 \times 10^9$	$3.40 \times 10^9$

$\alpha$ 를 0, 1/3, 2/3, 1로 변화시켜가며 해석을 실시하였으며 썩기 정체점으로부터의 거리  $x^*$ 는 각각 1, 2, 4 cm인 지점을 선택하였다.  $x^*$ 좌표의 무차원 표기를 위하여 지금부터는  $/R$ 을 포함한 형태로 표기하기로 한다( $R=4.5$  cm). 확산, 열영동, 응집의 각 효과가 실제 입자부착에 미치는 영향을 알아보기 위하여 각각을 고려했을 경우의 입자수 부착률  $J_a$ 를 구하였다. 그 결과가 Table 1부터 Table 4까지 나타나 있다. 이를 검토하면 열영동 효과를 고려한 경우( $T_w=2300$  K,  $T_w=1300$  K)와 그렇지 않은 경우( $T_w=T_\infty=2300$  K)의 입자수 부착률 사이에 600~700배 정도의 차이가 존재했다. 이러한 결과는 VAD 공정에서는 입자거동현상중 열영동이 가장 지배적인 영향을 미치며, 확산에 의한 영향은 미미하다는 종전의 연구결과들과 일치하는 것이다. 입자수 부착률은 같은  $\alpha$ 값에서 비교할 때는  $x$ 의 증가에 따라 감소하는 경향을 보였다.  $\alpha=1$ 인 경우만  $x$ 의 증가에 무관하였는데 이러한 평면 정체점 유동의 경우는 경계층 방정식 자체가  $x$ 값에 독립적이기 때문에 당연한 결과라 할 수 있다.  $x$ 값의 변화가 입자수 부착률의 변화에 미치는 영향은 경계층두께의 성장에 따른 영향으로 설명할 수 있다.  $x$ 의 증가에 따라 유동장의 열경계층과 입자에 관한 확산경계층두께가 성장하므로 경계층 내의 온도구배와 입자수밀도의 구배가 감소하고 따라서 이의 영향을 받는 열영동이나 확산효과는 감소하는 것이다.  $x$ 를 기준으로 하고  $\alpha$ 의 변화에 따른 입자수 부착률의 변화를 고려하는 경우도 역시 경계층두께와 연관지어 설명이 가능하다.  $\alpha$ 의 변화에 따른 경계층두께의 변화는 Fig. 2에 나타나는데  $x=0$ , 즉 정체점 부근에서는  $\alpha$ 가 클수록 경계층이 두껍게 형성되나  $x$ 값의 증가에 따른 경계층의 성장속도는  $\alpha$ 가 클수록 작아진다는 사실을 확인할 수 있다. 참고로 기존의 문헌들에 의하면 열경계층과 확산경계층 두께비가  $Pr^{-1/3}Sc^{1/3}$ 에 비례함을 알 수 있다.  $x$ 값을 기준으로 하고  $\alpha$ 의 변화를 고려하여 Fig. 2에 나타난 경계층두께의 변화와 Table 1부터 Table 4에 나타난 입자수 부착률의 변화를 연관지어 보면 역시 경계층두께가 작을수록 입자수 부착률이 높다는 결론을 얻을 수 있다. 경계층두께와  $\alpha$ ,  $x$ 와의 관계에 대해서는 Evans<sup>(23)</sup>에 자세히 설명되어 있다.

Fig. 3부터 Fig. 9까지는 본 해석에서 입자거동을 지배하고 있는 열영동과 응집의 영향을 좀 더 자세

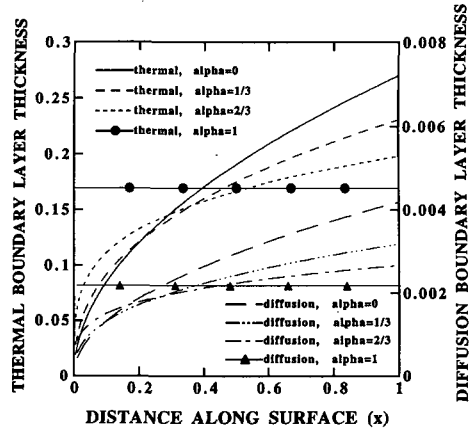


Fig. 2 Growth of boundary layer thickness along wedge surface

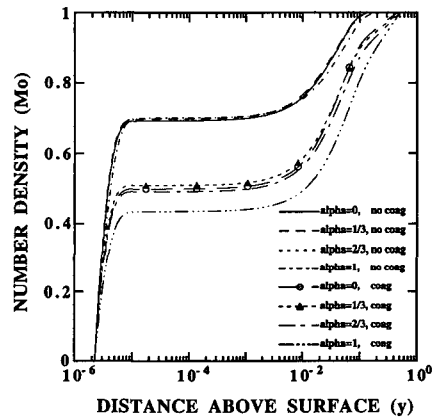


Fig. 3 Distributions of particle number density for various  $\alpha$  at  $x=1/R$

히 알아보기 위한 것이다. Fig. 3은  $x=1/R(0.22)$ 인 경우의 무차원 입자수밀도  $M_0(=N/M_{0\infty}^*)$ 의 변화를 나타내고 있다. 응집을 고려한 경우를 그렇지 않은 경우와 비교하면 응집이 있는 경우가 같은  $y$ 값에서 수밀도가 보다 작음을 알 수 있다. 이는 응집현상의 특성, 즉 입자끼리 충돌하여 서로 달라붙음으로 해서 입자의 직경은 증가하고 수밀도는 감소한다는 설명과 잘 일치하는 결과이다. 응집을 고려하지 않은 경우  $y$ 값이 약 0.1 이상에서는  $M_0$ 값이 변화하지 않는데 이는 이 영역이 열 경계층에서 벗어난 영역으로 온도구배가 없어서 열영동이 발생하지 않기 때문이다. 응집을 고려한 경우 이 영역에서 일어나는  $M_0$ 값의 변화는 응집만의 영향에 의해 발생한다고 할 수 있다.  $\alpha$ 의 변화에 따른 응집

효과의 변화를 살펴보면  $\alpha$ 가 1인 경우만 응집의 효과로 인한 수밀도의 변화폭이 좀 더 크고 나머지 경우는 거의 동일하게 변화하는 것을 볼 수 있다. 고체 표면에 닿은 입자는 모두 달라붙는다는 완전 흡수조건을 경계조건으로 사용했으므로 입자수밀도는 경계하한인  $y=r_{g\infty}/R$  에서 0 임을 알 수 있다. 하지만 이에 대해서는 아직 논쟁의 여지가 있으므로 실제 물리현상과 일치하는 적절한 경계조건의 선정을 위해서는 좀 더 많은 연구가 행해져야 할 것이다.<sup>(14)</sup>

Fig. 3에서 썩기표면과 가까운 영역에 수밀도가 급격히 감소되는 영역이 존재하는데 이 부분은 확경계층으로 생각되는 영역이다. 이 영역은 확산만을 고려했을 때 생기는 확산경계층두께 ( $O(10^{-3})$ )에 비하여 매우 작은데 이는 열영동으로 인해 썩기로의 입자속도가 증가하여 확산경계층두께를 감소시키기 때문이다. 이 현상을 좀더 살펴보기 위하여 응집이 없을 때  $\alpha=1$ 인 경우에 벽면 근처에서의 입자수밀도 분포를 계산하였다. Fig. 4를 보면 벽면 온도가 낮아짐에 따라 확산경계층두께가 감소하는데 미세한 열영동이라도 확산경계층을 벽쪽으로 밀어주는 효과가 있음을 알 수 있다.

Fig. 5은  $x=1/R$ 인 경우의 표준편차  $\alpha$ 의 변화를 보여주고 있다. 응집을 고려하지 않은 경우는 표준편차값이 자유유동의 값에서 변화하지 않았다. 응집을 고려한 경우에는  $\alpha$ 의 변화에 따라 최종적으로 약 1.18에서 1.20까지 증가하고 있다. 이러한 결과는 응집현상이 입자들의 분포정도에 큰 영향을 미침을 보여준다.  $\alpha$ 가 1인 경우 변화의 폭이 좀

더 크고 나머지 경우의 변화는 거의 동일하였다. 이는 Fig. 3의 무차원 입자수밀도 변화에서 보았던 것과 같은 결과이다. Fig. 6은  $x=1/R$ 인 경우의 기하평균입자반경  $r_g$ 의 변화를 보여주고 있다. 응집을 고려한 경우는 벽면에 가까울수록 입자의 반경이 점차 증가하고 있는데, 이러한 사실 또한 Fig. 3을 해석할 때 밝혔던 응집현상의 일반적인 특성을 잘 보여주고 있다. 입자의 평균반경은 최종적으로  $0.11 \mu\text{m}$ 에서  $0.12 \mu\text{m}$ 까지 증가했다.  $\alpha$ 가 1인 경우 변화의 폭이 좀 더 크고 나머지 경우의 변화는 거의 동일한데 이는 Fig. 3과 Fig. 5에서의 해석과 일치한다.

응집을 고려하지 않은 경우 열경계층 외부에서 입자수밀도의 변화가 일어나지 않는 것과 경계층의 외부영역에서 응집이 활발히 일어나는 것은  $x=1/$

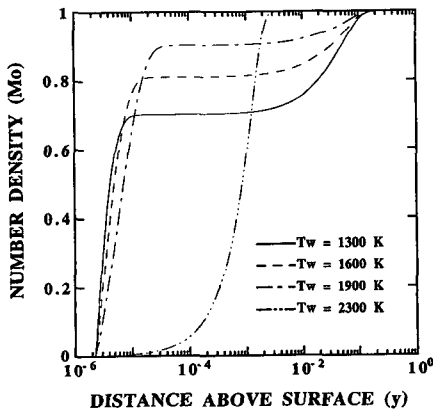


Fig. 4 Distributions of particle number density for various  $T_w$ : no coagulation,  $T_\infty=2300\text{K}$ ,  $\alpha=1$

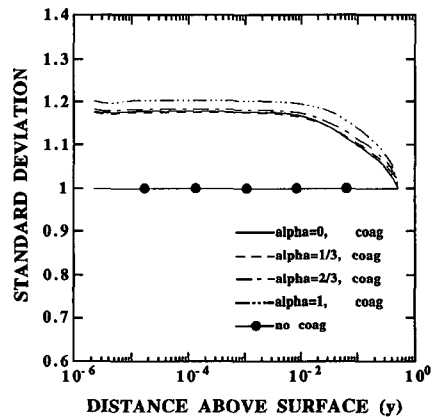


Fig. 5 Distributions of standard deviation for various  $\alpha$  at  $x=1/R$

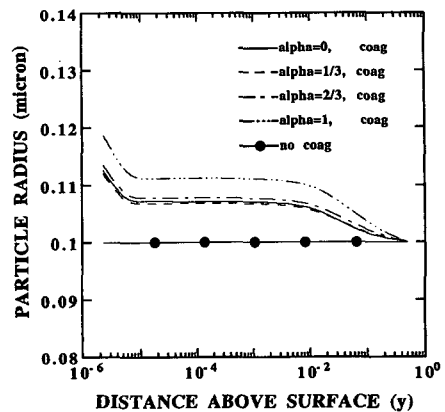


Fig. 6 Distributions of particle geometric mean radius for various  $\alpha$  at  $x=1/R$



$R$ ,  $2/R$ ,  $4/R$ 인 경우에 모두 일치하는 결과이다. 그러나  $\alpha$ 의 변화에 따른 응집의 정도는  $x=1/R$ ,  $2/R$ ,  $4/R$ 인 경우가 각각 틀리다. 이는 Figs. 7, 8을 통해 설명할 수 있는데 각각  $x=2/R$ ,  $x=4/R$ 인 경우의 무차원 입자수밀도 분포를 나타내고 있다.  $x=1/R$ 인 경우는  $\alpha$ 가 1일때 응집에 의한 변화의 폭이 가장 크고,  $x=2/R(0.44)$ 인 경우는  $\alpha$ 가 0일 때 응집에 의한 변화의 폭이 가장 크다.  $x=4/R(0.88)$ 인 경우는  $\alpha$ 가 작을수록 응집이 활발히 일어남을 알 수 있다. 이러한 사실 역시 경계층 두께와 연관지어 설명할 수 있다. Fig. 2에 나타난 경계층두께의 변화를 같이 고려해 볼 때  $x=1/R$ 인 경우와  $x=2/R$ 인 경우는  $\alpha$ 의 변화에 따른 경계층 두께의 차이가 크지 않기 때문에 응집효과와의 차이도 그리 크지 않게 나타났다. 하지만  $x=4/R$ 인 위치에서는 경계층이 충분히 성장하여  $\alpha$ 값이 커짐에 따라 경계층두께가 작아지는 양상을 뚜렷이 보이고 있는데, 응집효과도  $\alpha$ 값이 클수록 작아지는 경향을 보였다. 한편 Figs. 3, 7, 8을 통하여  $x$ 값의 변화에 따른 입자 수밀도 변화를 살펴보면  $x$ 가 커질수록 응집에 따른 효과가 크게 나타나 수밀도 감소의 폭이 점차 커진다는 사실을 알 수 있다.  $\alpha=1$ 인 경우를 제외하곤  $x$  값이 증가할수록 경계층이 성장한다는 것은 앞서 밝힌 바 있다. 여기서 나타난  $x$ 의 변화에 관한 결과와 앞서 해석한  $\alpha$ 의 변화에 관한 결과를 종합하면 경계층두께가 증가할수록 응집의 영향이 커진다는 결론을 얻을 수 있다. 이러한 현상은 경계층두께의 증가에 따라 경계층 내의 온도구배 및 입자수밀도 구배가 감소하여 이의 영향을 받는 입자속도가 감소하게 되고, 따라서 입자가 표면에 부착하기까지의 시간이 오래 걸려서 응집현상이 보다 활발히 일어나기 때문에 발생하는 것으로 생각된다.  $2/R$ ,  $4/R$ 인 위치에서의 기하 입자평균반경과 표준편차의 변화는  $1/R$ 인 위치에서 각각의 경우와 비슷한 양상을 보이며,  $x$ 값의 변화에 따른 응집효과와의 변화도 앞서 살펴 입자수밀도의 변화경향과 일치했다. 자세한 결과는 조장호<sup>(20)</sup>에 나타나 있다.

$x$ 좌표의 변화에 따른 응집효과와의 변화를 확인하기 위하여  $x$ 를 보다 조밀하게 나누어 해석하고, 기하평균입자반경의 변화를 살펴 보았다.  $y$ 값을 경계층 하한  $r_{g\infty}/R$ 로 일정하게 하고  $\alpha$ 는 0,  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{2}{3}$ , 1로 변화시켰다. Fig. 9는 기하평균입자반경  $r_g$ 의 변화를 보여준다.  $\alpha$ 값의 증가에 따른 기하평

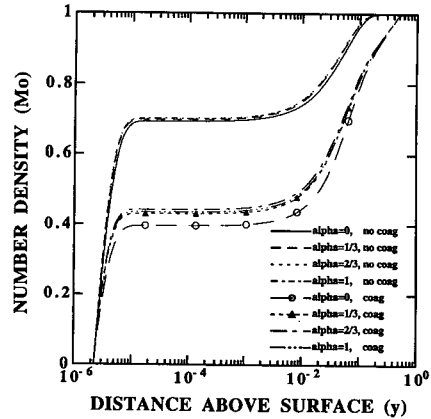


Fig. 7 Distributions of particle number density for various  $\alpha$  at  $x=2/R$

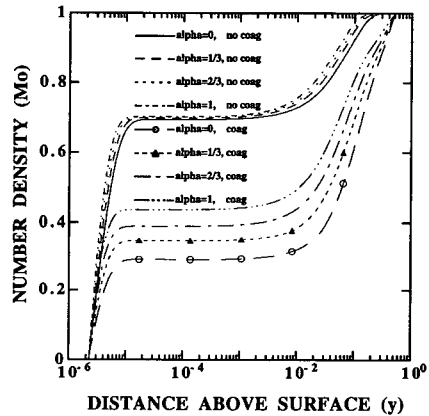


Fig. 8 Distributions of particle number density for various  $\alpha$  at  $x=4/R$

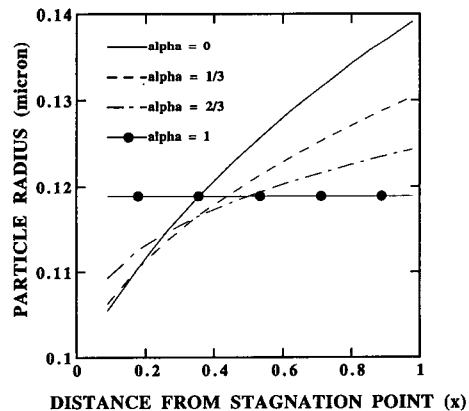


Fig. 9 Distributions of particle geometric mean radius for various  $\alpha$  at wedge surface ( $y=\Gamma_{g\infty}/R$ )

균입자반경의 변화가 Fig. 2의 경계층두께의 변화와 비슷한 양상으로 나타나고 있다. 이는 경계층두께와 응집효과의 관계에 대한 앞서의 설명을 잘 뒷받침해 주고 있다. 정체점유동( $\alpha=1$ )인 경우는  $x$ 에 관계없이 일정하게 나타났다. 이에 관하여는 앞서 설명한 바 있다.

#### 4. 결 론

본 연구는 포크너-스캔 썩기유동의 경계층내에서 일어나는 다분산입자의 거동과 부착에 관한 해석을 수행하였다. 입자의 확산, 열영동, 응집현상을 고려하였으며 입자크기분포를 로그-정규분포로 가정하고 모멘트 모델을 도입하여 입자의 수밀도 변화와 아울러 입자크기분포의 변화도 함께 해석하였다. 이러한 연구의 결과로 다음과 같은 결과를 얻었다.

(1) 썩기각을  $\pi$ (평면 정체점 유동)로 하고 확산만 고려한 경우 본 모멘트 모델의 결과는 기존의 단일크기입자에 대한 해석해에 의한 값을 합당한 결과와 잘 일치하였다.

(2) 확산, 열영동, 응집을 포함한 경우, 이전의 VAD 모델 실험에 사용했던 조건들을 해석에 사용하였다. 이 조건에서의 입자거동에 대한 확산효과는 열영동효과에 비하여 현격히 작은 영향을 미친다는 사실을 확인하였다.

(3) 응집을 고려할 경우 그렇지 않은 경우에 비하여 입자의 기하평균반경은  $\alpha$ 값과  $x$ 값에 따라 20%에서 40% 정도까지 커지고 수밀도는 감소하는 경향을 보였다. 표준편차의 경우는  $\alpha$ 값과  $x$ 값에 따라 18~20%까지 증가했다. 입자수 부착률은 응집을 고려한 경우가 약 40%에서 50%정도 작았다.

(4)  $\alpha$ 값과  $x$ 값에 따른 해석결과의 변화를 종합해 보면 경계층두께의 증가는 입자수 부착률을 감소시키고 응집에 의한 효과를 증대시키는 경향이 있다.

#### 후 기

본 연구는 연세대학교의 지원으로 진행되었으며, 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

#### 참고문헌

(1) Li, T., 1985, *Optical Fiber Communication*,

Academic Press.

- (2) Talbot, L., Cheng, R. K., Schefer, R. W. and Willis, D. R., 1980, "Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer," *J. of Fluid Mech.*, Vol. 101, No. 4, pp. 737~758.
- (3) Homsy, G. M., Geyling, F. T., and Walker, K. L., 1981, "Blasius Series for Thermophoretic Deposition of Small Particles," *J. of Colloid and Interface Sci.*, Vol 83, No. 2, pp. 495~501.
- (4) Kang, S. H. and Greif, R., 1993, "Thermophoretic Transport in the Outside Vapor Deposition Process," *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 36, No. 4, pp. 1007~1018.
- (5) Gokoglu, S. A. and Rosner, D. E., 1986, "Thermophoretically Augmented Mass Transfer Rates to Solid Walls Across Laminar Boundary Layers," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 172~179.
- (6) Alam, M. K. and Mehrotra, S., 1987, "Thermophoretic Deposition of Particles in Optic Fiber Preform Fabrication," *ASME 87-HT-6*, pp. 1~7.
- (7) Alam, M. K., Graham, G., Janakiraman, V. and Greaves, J., 1990, "Numerical Analysis of Thermophoretic Transport in the OVD Process," *ASME 90-HTD-130*, pp. 67~72.
- (8) Bautista, J. R. and Atkins, R. M., 1991, "The Formation and Deposition of SiO<sub>2</sub> Aerosols in Optical Fiber Manufacturing Torches," *J. Aerosol Sci.*, Vol. 22, No. 5, pp. 667~675.
- (9) Graham, G. M. and Alam, M. K., 1991, "Experimental Study of Outside Vapor Deposition Process," *Aerosol Sci. and Technology*, Vol. 15, pp. 69~76.
- (10) Bautista, J. R., Potkay, E. and Scatton, D. L., 1988, "Particle Size Measurement in Optical Waveguide Manufacturing Torches using Dynamic Light Scattering," *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, Vol. 117, pp. 151~156.
- (11) Lee, K. W. and Chen, H., 1984, "Coagulation Rate of Polydisperse Particles," *Aerosol Sci. and Technology*, Vol. 3, pp. 327~334.
- (12) Bai, H. and Biswas, P., 1990, "Deposition of Lognormally Distributed Aerosols Accounting for Simultaneous Diffusion, Thermophoresis, and Coagulation," *Journal of Aerosol Science*,

- Vol. 21, No. 5, pp. 629~640.
- (13) Hwang, J. and Daily, J. W., 1994, "Characterization of a VAD Flame Impinging on a Disk for a Study of Electric Field Enhanced Deposition," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 8, pp. 58~66.
- (14) Hwang, J. and Daily, J. W., 1995, "Electric Field Enhanced Deposition in Flame Synthesized Materials Manufacturing," *Journal of Aerosol Science*, Vol. 26, pp. 5~18.
- (15) Tsai, H. C. and Grief, R., 1994, "Thermophoretic Transport with Application to the Outside Vapor Deposition Process and the Vapor Axial Deposition Process," *Int J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 37, No. 2, pp. 257~268.
- (16) de la Mora, J. F. and Rosner, D. E., 1982, "Effects of Inertia on the Diffusional Deposition of Small Particles to Spheres and Cylinders at Low Reynolds Numbers," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 125, pp. 379~395.
- (17) Friedlander, S. K., 1977, *Smoke, Dust and Hazes*, New York, John Wiley & Sons.
- (18) Biswas, P., Li, X. and Pratsinis, S. E., 1989, "Optical Waveguide Preform Fabrication: Silica Formation and Growth in a High-Temperature Aerosol Reactor," *J. of Appl. Phys.*, Vol. 65, pp. 2445~2450.
- (19) Kim, K. S. and Pratsinis, S. E., 1988, "Manufacture of Optical Waveguide Preforms by Modified Chemical Vapor Deposition," *AIChE J*, Vol. 34, pp. 912~921.
- (20) 조장호, 1995, "Falkner-Skan 유동의 경계층 내에서의 polydisperse 입자부착에 대한 연구," 석사학위논문, 연세대학교, 서울.
- (21) Schlichting, D., 1979, *Boundary Layer Theory*, New York, McGraw-Hill.
- (22) Turner, J. R., Liguras, D. K. and Fissan, H. J., 1989, "Clean Room Application of Particle Deposition From Stagnation Flow: Electrostatic Effects," *J. of Aerosol Sci.*, Vol. 20, pp. 403~417.
- (23) Evans, H. L., 1968, *Laminar Boundary Layer Theory*, Addison-Wesley.